

Fig. 1 High speed framing photos of detonation wave in nitromethane-aluminium mixture ($x=0.1$); (A) PMMA (6mm thick), (B) glass (6mm thick), (C) glass (26mm thick)

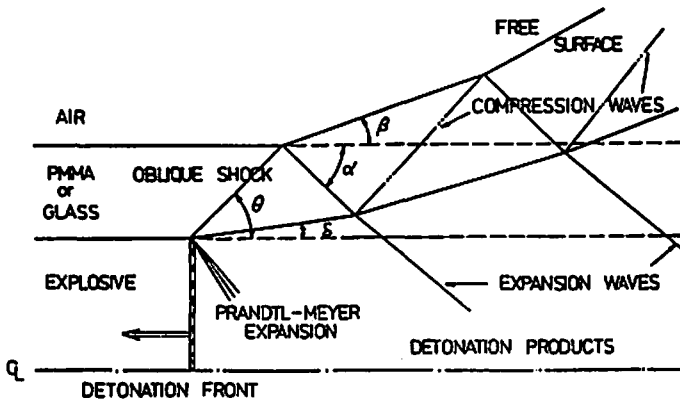


Fig. 2 Flow scheme near Explosive-PMMA or Glass-Air boundary.

3. 結果と考察

Fig. 1 に NM-Al 混合物 ($x=0.1$) 中を伝播する爆轟波のコマ撮り写真を示す。Fig. 1-A は厚さ 6mm の PMMA, Fig. 1-B, C はそれぞれ厚さ 6mm, 26mm のガラスを用いた場合の結果を示す。Fig. 2 に爆薬と PMMA あるいはガラスとの境界面付近での反応生成物の膨張, PMMA あるいはガラス中を伝播する斜め衝撃波, 膨張波, 圧縮波等の様子を示す。

PMMA の場合, 爆轟波面後方 20mm 以上にわたって Al の反応による輝度の高い領域が見られ, 写真より PMMA 中を伝播する斜め衝撃波, 反応生成物の膨張さらには自由境界面の偏向角が求められる。測定された斜め衝撃波の入射角 $\theta = 42 \pm 2^\circ$, 反応生成物の偏向角 $\delta = 8.5 \pm 1^\circ$, 自由境界面の偏向角 $\beta = 16 \pm 2^\circ$ である。

一方厚さ 6mm のガラスの場合, 爆轟波面後方の輝度の高い領域は極めて狭く, その長さはガラスの厚さを 26mm に増加すると, ほぼその厚さに比例して増加するのが見られる。垂直衝撃波の場合と同様, 斜め

衝撃波による圧縮の投入によりガラスがその初期の透明度を失なうと仮定すれば, 輝度の高い領域の長さとしてガラスの厚さとの比よりガラス中を伝播する斜め衝撃波の入射角 θ が求まる。測定された入射角 $\theta = 61 \pm 3^\circ$ となり, また反応生成物の偏向角 $\delta = 7 \pm 1^\circ$ である。

測定結果との比較のため, インピーダンスマッチ法により斜め衝撃波の入射角 θ , 反応生成物の偏向角 δ , 自由境界面の偏向角 β 等を計算する。

爆轟波面背後における反応生成物の状態は CJ 状態で表わされ, 爆轟波面は平面で, 反応生成物の流れは波面に垂直で互いに平行であると仮定する。その場合, PMMA あるいはガラスとの境界面付近での反応生成物の流れは, 超音速の流れが角を曲って等エントロピーのもとに膨張し, 方向を変える, いわゆる Prandtl-Meyer 膨張により記述される⁷⁾。Prandtl-Meyer 膨張における反応生成物の圧力 P と流れの偏向角 δ との関係は次式により与えられる⁸⁾。

$$\frac{d\delta}{dP} = \frac{\sqrt{U^2 - C^2}}{\rho C U^2} \quad (1)$$

ここで ρ , c はそれぞれ反応生成物の密度, 音速であり, U は爆轟波面に固定した座標系での反応生成物の流速である。音速 c および流速 U は次式により圧力 P と密度 ρ に関係づけられる。

$$c^2 = \frac{dP}{d\rho}, \quad UdU = -\frac{dP}{\rho} \quad (2)$$

反応生成物の膨張は CJ 圧より CJ 圧の約30%迄の圧力範囲において, polytropic 方程式により十分な精度で近似できることが知られている⁹⁾。この場合, 反応生成物の圧力 P と密度 ρ は次の関係で与えられる。

$$P = P_{CJ} \left(\frac{\rho}{\rho_{CJ}} \right) \quad (3)$$

また CJ 状態は以下の式で表わされる。

$$P_{CJ} = \frac{\rho_0 \cdot D^2}{\gamma + 1}, \quad \rho_{CJ} = \rho_0 \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma} \right) \quad (4)$$

$$U_{CJ} = C_{CJ} = D \left(\frac{\gamma}{\gamma + 1} \right)$$

ここで ρ_0 は爆薬の初期密度, D は爆轟伝播速度を示す。式(1)(2)(3)(4)より反応生成物の Prandtl-Meyer 膨張は無次元化した圧力 $\bar{P} = P/P_{CJ}$ を用いて次表で表わされる。

$$\frac{d\delta}{d\bar{P}} = - \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \left(1 - \bar{P} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)} \quad (5)$$

$$\gamma \cdot \bar{P}^{\frac{\gamma + 1}{2\gamma}} \left\{ 1 + \frac{1}{\gamma - 1} \left(1 - \bar{P} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \right\}$$

(5)式は CJ 状態を初期条件として Runge-Kutte 法を用いて数値積分された。

NM-Al 混合物 ($x = 0.1$) 中を伝播する爆轟波の CJ 値は田中¹⁰⁾により, Alが CJ 面で完全に反応する場合 ($P_{CJ} = 12.76 \text{ GPa}$, $\gamma = 2.602$) と Al が全く反応しない場合 ($P_{CJ} = 11.48 \text{ GPa}$, $\gamma = 2.893$) に対して計算され, その伝播速度は Kato and Brothet⁹⁾ により測定された ($D = 6.163 \text{ mm}/\mu\text{s}$)。 (5)式の積分は CJ 圧 P_{CJ} , polytropic gas constant γ に計算値を用い, 伝播速度 D として測定値を用いて, Alが CJ 面で完全に反応する場合と全く反応しない場合の2つの場合に対して行なわれ, その結果が Fig. 3 に示されている。NM-Al 混合物中を伝播する爆轟波の伝播速度測定⁹⁾ および輝度温度測定³⁾ により, Alは CJ 面においては反応せず, その後方でNMの反応生成物と反応することが示された。したがって Prandtl-Meyer 膨張における反応生成物の状態は, Alが反応しないとした場合の曲線より Alが CJ 面で完全に反応する場合の曲線へと移行していくものと考えられる。

PMMA あるいはガラス中を伝播する斜め衝撃波の垂直方向の伝播速度 D_n は斜め衝撃波の入射角 θ を用い

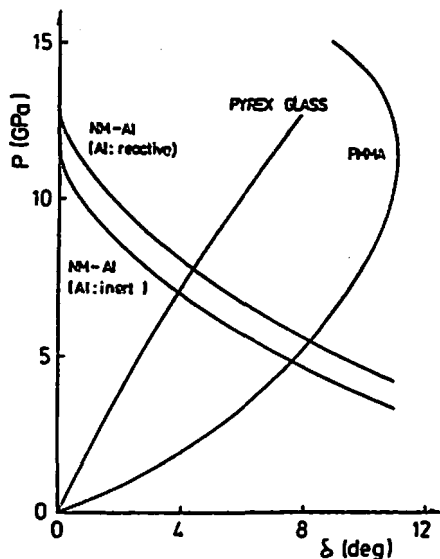


Fig. 3 Prandtl-Meyer expansion of detonation products and shock polar of oblique shock in PMMA and glass.

次式で与えられる。

$$D_n = D \sin \theta \quad (6)$$

一方質量保存則および斜め衝撃波の波面前後での波面に平行な方向の流速の関係より次式が得られる。

$$\frac{\rho_{10}}{\rho_{11}} = \frac{\tan(\theta - \delta_1)}{\tan \theta} \quad (7)$$

ここで ρ_{10} , ρ_{11} はそれぞれ PMMA あるいはガラスの波面前後での密度で, δ_1 は波面後方で流れの偏向角である。

式(6)(7)および運動量保存則より衝撃波後方の圧力 P_1 は次式で与えられる。

$$P_1 = \rho_{10} D_n U_{P1} = \rho_{10} D^2 \sin^2 \theta \left\{ 1 - \frac{\tan(\theta - \delta_1)}{\tan \theta} \right\} \quad (8)$$

ここで U_{P1} は波面後方で粒子速度である。一般に衝撃波の伝播速度 U_s と粒子速度 U_p との間に次式のような関係式が成立することが知られている。

$$U_s = a + b U_p \quad (9)$$

同様な関係は斜め衝撃波に対しても成立する。

$$D_n = a + b U_{P1} \quad (9')$$

したがって(7), (9')式より, 偏向角 δ_1 は入射角 θ の関数として与えられる。

$$\tan(\theta - \delta_1) = \left\{ \frac{a}{D} + (6-1) \sin \theta \right\} / b \cos \theta \quad (10)$$

(8) 同式を同時に計算することにより $P_1 \sim \delta_1$ 関係が入射角 θ の関数として得られる。

PMMA の場合、初期密度 $\rho_{10} = 1.186 \text{ g/cm}^3$, $a = 2.586 \text{ mm/\mu s}$, $b = 1.529^{13)}$ として計算された。実験に用いられたガラスの $U_s \sim U_p$ 関係のデータが無いので、計算には pyrex ガラスの $U_s \sim U_p$ 関係が用いられた。Fig. 4 に示されたように、LASL において測定された pyrex ガラスおよび熔融石英の $U_s \sim U_p$ 関係は粒子速度の範囲に応じて3つの直線で近似される¹²⁾。したがってガラスの場合、初期密度 $\rho_{10} = 2.23 \text{ g/cm}^3$, $a = 5.05 \text{ mm/\mu s}$, $b = -0.196$ として計算された。その結果は Fig. 3 に示されている。Fig. 3 における反応生成物の Prandtl-Meyer 膨張の曲線と $P_1 \sim \delta_1$ 曲線との交点より斜め衝撃波の入射角 θ 、偏向角 $\delta = \delta_1$ および圧力 $P = P_1$ が決定される。計算結果および測定値

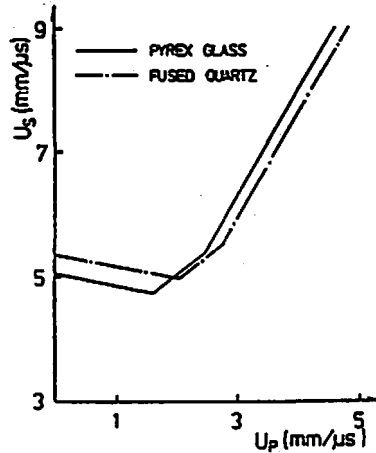


Fig. 4 $U_s \sim U_p$ relation of pyrex glass and fused quartz measured at LASL¹²⁾.

Table 1 Summary of measured and calculated results of incident angle θ , deflection angle δ , β and pressure P .

	PMMA				Glass		
	θ (deg)	δ (deg)	β (deg)	P (GPa)	θ (deg)	δ (deg)	P (GPa)
Measured	42±2	8.5±1	16±2	-	61±3	7±1	-
Calculated(Al reactive)	43.4	8.2	16.3	5.50	52.8	4.4	7.75
Calculated(Al inert)	41.6	7.6	15.1	4.78	53.0	3.9	7.03

が Table 1 に示されている。

PMMA の場合、Al が CJ 面で完全に反応するとした場合の計算値と測定値とが良く一致するのが見られる。一方ガラスの場合には計算値と測定値との間に差異が見られるが、これは pyrex ガラスと実験に用いたガラスの $U_s \sim U_p$ 関係との差により生じるものと考えられる。以上の結果より、ガラスの場合には垂直衝撃波の場合と同様、斜め衝撃波が自由境界面に達し、膨張波が侵入するに伴い、破壊が生じ、初期の透明度が失われるが、一方 PMMA の場合には垂直衝撃波の

場合とは異った挙動が見られるのが示された。

斜め衝撃波は自由境界面において反射され、圧縮された媒質中を膨張波が音速で伝播していく。この膨張波が初期の自由境界面となす角を α とすれば、 α は次式で与えられる。

$$\sin(\alpha + \delta) = \frac{C_{11}}{U_{11}} \quad (11)$$

ここで、 C_{11} , U_{11} はそれぞれ斜め衝撃波背後での音速、流速を示す。Urtiew¹³⁾ によれば、衝撃波により圧縮された媒質中での音速は次式で表わされる。

$$C_{11}^2 = D_0^2 \left(\frac{\rho_{10}}{\rho_{11}} \right)^2 \left[1 + \frac{b(\rho_{11} - \rho_{10}) \left\{ 2 + \gamma_{10} \left(1 - \frac{\rho_{11}}{\rho_{10}} \right) \right\}}{\rho_{11} - b(\rho_{11} - \rho_{10})} \right] \quad (12)$$

ここで γ_{10} , γ_{11} はそれぞれ斜め衝撃波前後での Grüneiser 係数である。PMMA の場合 $\gamma_{11}/\gamma_{10} = \rho_{10}/\rho_{11}$ なる関係が成立すると仮定し、 $\gamma_{10} = 0.97^{14)}$ として、偏向角 δ の値に Al が CJ 面で完全に反応する場合の計算値 $\delta = 8.2^\circ$ を用いると (11) (12) 式 $C_{11} = 4.53 \text{ mm/\mu s}$, $\alpha = 47.6^\circ$ が得られる。

次に自由境界面の偏向角 β について考察する。一般

に垂直衝撃波が自由境界面に到達した時、自由境界面の速度は粒子速度の2倍になることが知られている。斜め衝撃波の場合、粒子速度の自由境界面に垂直な成分だけ2倍になると仮定する。爆轟波により誘導された2次元流の数値計算および瞬間X線写真の結果¹⁵⁾よりこの仮定は妥当なものと考えられる。(9') 式より斜め衝撃波背後での粒子速度 $U_{p1} = 1.08 \text{ mm/\mu s}$ が求

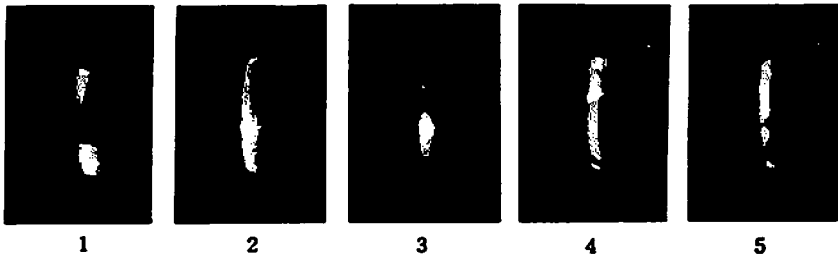


Fig. 5 High speed framing photos of detonation wave in nitromethane confined in PMMA tube (6mm thick), frame interval is 1 μ sec

まり、これより粒子速度の自由境界面に垂直な成分 $U_{p1n} = U_{p1} \cos \theta$ および並行な成分 $U_{p1t} = U_{p1} \sin \theta$ が求まる。したがって膨張波背後での自由境界面の速度 $U_{p2} = \sqrt{(2U_{p1n})^2 + U_{p1t}^2} = 1.73 \text{mm}/\mu\text{s}$ を用いて自由境界面の偏向角 $\beta = 16.3^\circ$ が得られる。写真より測定した偏向角 $\beta = 16 \pm 2^\circ$ となり、測定値と計算値とがよく一致するのが見られる。

圧縮されたPMMA中を伝播する膨張波は反応生成物との境界面に達し、圧縮波として反射され、さらにP-MMA中を伝播する。さらに圧縮波は自由境界面に達した時、PMMA中に第2の膨張波として反射されP-MMA中を伝播する。厚さ6mmのPMMAの場合、計算により得られた入射角 θ および境界面の偏向角 β 、 δ 等を用いて、爆轟波面より第2の膨張波の侵入位置迄の距離を中心軸に沿って計算すると約18mmとなり、これはFig. 1-Aに見られる輝度の高い領域の長さにはほぼ等しい。これより斜め衝撃波により圧縮されたP-MMAの場合、自由境界面より第2の膨張波が侵入する迄破壊が起こらず、その段階迄PMMAの初期の透明度が維持されると考えられる。PMMAとガラスとの挙動の差は、その圧力の差と共に両者の脆性の差が大きく影響しているものと考えられる。

TATBに接するPMMA中に、TATB中を伝播する爆轟波により誘導された斜め衝撃波の瞬間X線写真¹⁷⁾においても、斜め衝撃波およびPMMAの自由境界面は完全な直線として表われており、単純な斜め衝撃波理論に基づいて行なわれた計算は十分精度の高いものと考えられる。

Fig. 5に、厚さ6mmのPMMA製の矩形爆轟管中を伝播するNMの爆轟のコマ撮り写真を示す。限界薬径に近いため波面上に多くのdark waveが見られる。またその背後での再着火の様子を観察される。再着火が生じた部分は他の部分より輝度が高く、温度が高いことが示されている。露光時間中での波面の移動距離(～1.8mm)を考慮すると、輝度の高い領域の長さは2mm以下ときわめて短い。同様の条件では、波面の輝度温度がNMの場合より約500°K低いNM-アセトン

混合液の爆轟¹⁸⁾は撮影できない事実より、波面後方でPrandtl-Meyer膨張にさらされたNMの反応生成物の温度は波面温度より約500°K以上低いことが示唆される。

4. 結論

- (1) NM-Al混合物($x=0.1$)中を伝播する爆轟波の高速度コマ撮り写真により反応生成物の膨張、斜め衝撃波の伝播および自由境界面の運動の様子が観察された。
- (2) 爆轟波面背後での反応生成物の膨張をPrandtl-Meyer膨張と仮定し、斜め衝撃波理論により、反応生成物の偏向角 δ 、斜め衝撃波の入射角 θ および自由境界面の偏向角 β が計算され、測定値と比較・検討された。
- (3) ガラスは垂直衝撃波による圧縮の場合と同様、斜め衝撃波による圧縮の場合にも、自由境界面からの膨張波の侵入に伴う破壊により初期の透明度を失う。一方PMMAは垂直衝撃波の場合と異なり、自由境界面より第2の膨張波が侵入する迄破壊が起こらず、その段階迄初期の透明度が維持される。PMMAとガラス挙動の差は、その圧力の差と共に両者の脆性の差が大きく関与しているものと考えられる。

最後に、本論文の実験は全てLab. d'Énergétique et de Détonique, ENSMA, Univ. de Poitiersにおいて行なわれ、実験に多大の協力をいただいたY. Sarrazin氏に謝意を表します。

文献

- 1) H. D. Mallory and W. S. McEwan, J. Appl. phys., 32, 2421 (1961)
- 2) Y. Kato, R. Bourianne et C. Brochet, Proc. of H. D. P. Symp., pp. 439-449, CEA (1978)
- 3) Y. Kato and C. Brochet, Temperature Measurements of Detonations in Nitrimethane Containing Aluminium Particles, presented at 9th ICODERS (1983)
- 4) P. A. Urtiew, J. Appl. Phys., 45, 3490 (1974)

- 5) J. L. Wise and L. C. Chhabildas, *Bulletin of APS*, pp. 566-567 (1980)
- 6) Y. Kato and C. Brochet, *Proc. of 6th (Int.) Symp on Detonation, ACR-221, ONR*, pp. 124-132 (1976)
- 7) H. M. Sternberg and D. Piacesi, *Phys. Fluids*, **9**, 1307 (1966)
- 8) ランダウニリフシツ, 「流体力学」第11章, 東京図書
- 9) I. C. Skidmore and S. Hart, *Proc of 4th Symp. (Int.) on Detonation, ACR-126, ONR*, pp. 47-51 (1965)
- 10) 田中克己, 「爆薬の爆轟特性解析」, 化学技術研究所 (1983)
- 11) T. Neal, *Proc. of 6th Symp. (Int.) on Detonation, ACR-221, ONR*, pp. 602-611 (1976)
- 12) S. P. Marsh, *LASL Shock Hugoniot Data*, Univ. of Calif. Press (1980)
- 13) P. A. Urtiew, *J. Appl. Phys.*, **40**, 3962 (1969)
- 14) P. Kinslow, *High-Velocity Impact Phenomena*, Academic Press (1970)
- 15) C. L. Mader, *Acta Astronautica*, **1**, 373 (1974)
- 16) H. U. Freund and W. Geiger, *Acta Astronautica*, **1**, 405 (1974)
- 17) C. L. Mader, *LASL Phermex Data Vol. 3*, Univ. of Calif. Press (1980)
- 18) H. N. Presles, C. Brochet, Y. Kato and K. Tanaka, *Proc. of 7th Symp. (Int.) on Detonation, NSWC*, pp. 583-588 (1981)

Transparency of PMMA and Glass Under Loading by Oblique Shock

by Yukio KATO

The detonation propagation in nitromethane—aluminium mixture confined in PMMA or glass tube of rectangular cross—section was observed using high speed framing camera. The expansion of detonation products, propagation of oblique shock in PMMA or glass and free surface motion were measured. For comparison, deflection angle of detonation products, incident angle of oblique shock and deflection angle of free surface were calculated by simple oblique shock theory supposing that the expansion of detonation products is described by Prandtl—Meyer expansion. Good agreement between measured and calculated values was obtained. It was shown that glass loses its transparency at the penetration of first tension wave from free surface as in the case of normal shock attack, in contrary PMMA retains its transparency until shattered by second tension wave

(Department of Environment and Safety Engineering, Fukui Institute of Technology, 3-618 Gakuen, Fukui 910, Japan)